第 64 卷 第 3 期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023 年 5 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.004

太阳风离子尺度湍流与太阳风加热*

赵国清[1,2†] 冯恒强[1,2] 吴德金[3]

(1 洛阳师范学院空间物理研究所 洛阳 471934)
(2 河南省电磁变换与探测重点实验室 洛阳 471934)
(3 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

摘要 太阳风源自太阳大气, 在行星际空间传播过程中被持续加热, 然而究竟是何种能量加热了太阳风至今未研究清楚. 太阳风普遍处于湍动状态, 其湍动能量被认为是加热太阳风的重要能源. 然而, 太阳风湍流通过何种载体、基于何种微观物理机制加热了太阳风尚不明确, 这是相关研究的关键问题. 将回顾人类对太阳风加热问题的研究历史, 着重介绍近年来我国学者在太阳风离子尺度湍流与加热方面取得的研究进展, 展望未来在太阳风加热研究中有待解决的科学问题和可能的研究方向.

关键词 太阳: 日冕, 太阳: 太阳风, 等离子体, 波动, 湍流

中图分类号: P182; **文献标识码**: A

1 太阳风加热现象及其科学问题

太阳风是源于太阳大气并充斥着行星际空间的磁化等离子体流, 是研究无碰撞等离子体基本物理过程的天然实验室[1]. 自Parker[2]于1958年基于单流体动力学方程预言了太阳风以来, 人类围绕太阳风的起源、加热与加速、行星际传播与演化、对地球(及其他行星)空间环境的影响等课题开展了大量研究并取得了众多研究成果[3]. 即便如此, 诸多有关行星际太阳风的科学问题至今未研究清楚[4], 比如何种能量以何种微观物理机制加热了太阳风尚无明确答案. 解决这一问题对完善太阳风传播模型和检验无碰撞等离子体基本理论有着直接的科学意义, 对理解日冕加热难题也有着一定的启示意义[5].

1.1 太阳风加热观测现象

行星际太阳风的加热问题可追溯到上世纪60年代中期, 至今已有50多年的研究历史[1]. Sturrock等[6]首先开发了双流体太阳风模型, 在理论上预言了地球附近的质子温度为2800 K, 这比近地卫星实测的质子温度($\sim 10^5$ K)大约要低两个量级. Sturrock等人因此推断太阳风在行星际空间经历着加热, 而且该加热很可能也存在于地球轨道之外的空间. 在70年代中期, Bame等[7]发现在太阳风高速流中大量存在着质子平行温度小于垂直温度的观测现象, 这与之前认为太阳风加热仅发生在距太阳较近区域的预期不符(之前观点认为在地球附近应普遍观测到平行温度大于垂直温度的现象). Bame等人将这一现象理解为在地球附近高速流中存在局

2022-09-20收到原稿, 2022-11-07收到修改稿
*国家自然科学基金项目(42174202)、河南省自然科学基金项目(222300420061)资助
†zgqisp@163.com
[1]太阳风加热在有些文献中也指日冕区新生太阳风的加热, 本文所谈的太阳风加热主要指超声速太阳风在行星际空间的加热.

地加热的观测证据. 到了80年代, 随着对质子温度随日心距离的变化趋势(温度径向轮廓)的研究, 人们进一步证实了太阳风加热现象. Marsch等[8]利用Helios飞船数据审查了位于0.3–1 AU (天文单位)日心距范围内的质子温度, 发现质子(平均)温度径向轮廓不符合绝热膨胀规律, 尤其是对于高速太阳风, 其径向轮廓明显偏离绝热膨胀曲线. 这一结果被Marsch等人理解为行星际太阳风发生着局地加热或重要的质子热传导过程. 同样利用Helios飞船数据, Schwartz等[9]进一步指出质子磁矩随日心距增加, 预示着太阳风受到在垂直于磁场方向的加热. Gazis等[10]利用IMP 8 (Interplanetary Monitoring Platform 8)和Voyager飞船研究了在1–9 AU日心距范围内的质子温度, 并用幂律函数拟合质子温度径向轮廓, 发现其幂指数为-0.7 ± 0.2. 该幂指数的数值明显小于绝热膨胀理论所预言的幂指数数值1.33 (4/3), 这意味着温度径向下降要比绝热理论预期慢得多, 同时也预示着局地加热在地球轨道以外的广阔行星际空间持续发生[10]. 在90年代中期, IMP 8和Voyager飞船已经覆盖了1–43 AU的探测范围, 实测数据显示质子温度径向轮廓在这一空间范围的拟合幂指数为-0.49 ± 0.1, 预示着明显的局地加热行为[11]. 而且, 在20 AU之外的空间, 质子温度随日心距有上升趋势, 局地加热现象更加明显[11]. 图1展示了由Voyager飞船观测的太阳风质子温度随日心距的变化情况.

太阳风加热依赖于太阳风速率或太阳风类型. 人们普遍认为快速太阳风在传播过程中会持续受到加热, 而对于慢速太阳风, 其在行星际空间是否受到加热颇有争议. Marsch等[8]指出在0.3–1 AU范围内质子温度径向轮廓依赖于太阳风速率; 和速率大的太阳风相比, 速率小的太阳风其质子温度随日心距降得更快[8]. Freeman[13]进一步指出非常慢的太阳风(速率小于300 km/s)近似呈现绝热膨胀特征, 即在此日心距范围内非常慢的太阳风没有表现出加热现象. Hellinger等[14]则发现慢速太阳风(速率小于400 km/s)仍然呈现出加热行为. Huang等[15]分析了新一代飞船PSP (Parker Solar Probe)第1轨道的观测数据, 发现慢风中质子磁矩在0.24 AU内随日心距增加, 而在0.24 AU外其磁矩径向轮廓变得平坦. 图2展示了PSP在0.24 AU内观测的质子磁矩径向轮廓, 显示在此区域快风和慢风均受到垂直加热, 但快风加热程度明显高于慢风.

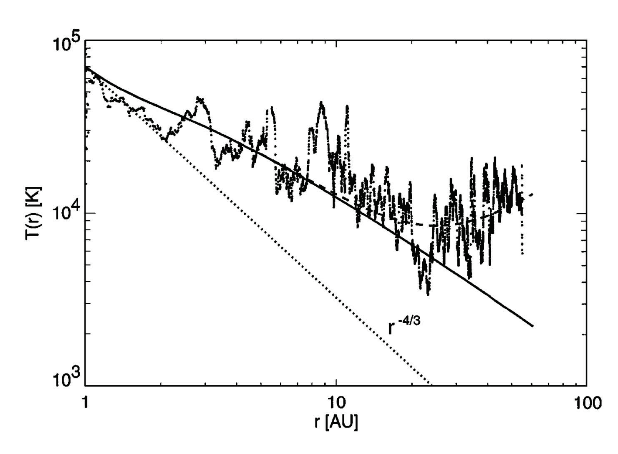


图 1 Voyager飞船观测的质子温度(T)随日心距(r)的变化情况. 起伏状点线表示实测的质子温度, 下面斜的点线表示绝热膨胀理论预言的幂律函数(幂指数为$-4/3$), 另两条线分别表示基于湍流和新生离子加热模型预言的曲线. 图片来自文献[12].

Fig. 1 Proton temperature (T) against the heliocentric distance (r) from Voyager observations. In the figure the fluctuating dotted line is for the observed proton temperature. The power-law dotted line with the index of $-4/3$ is a prediction by an adiabatic theory. Other two lines are predicted results from models of heating by turbulence and/or pick up ions. This figure is from Ref. [12].

就快速太阳风而言, 太阳风加热呈现出各向异性特点, 表现为在平行于磁场方向和垂直于磁场方向有着不同程度的加热. Hellinger等[16]发现快速太阳风虽然在其所研究的空间范围内经历着垂直加热, 但是在0.3–0.6 AU范围内表现为平行冷却, 而在0.6–1 AU范围内又表现为平行加热. 其中在1 AU附近, 太阳风所需的平行加热率和垂直加热率具有相同的量级. 图3展示了PSP在内日球层的观测结果, 描述了质子垂直温度、平行温度随日心距的变化情况, 展示了针对平行温度和垂直温度径向轮廓拟合的幂指数有着明显不同, 说明了太阳风质子在不同方向上的加热存在差异.

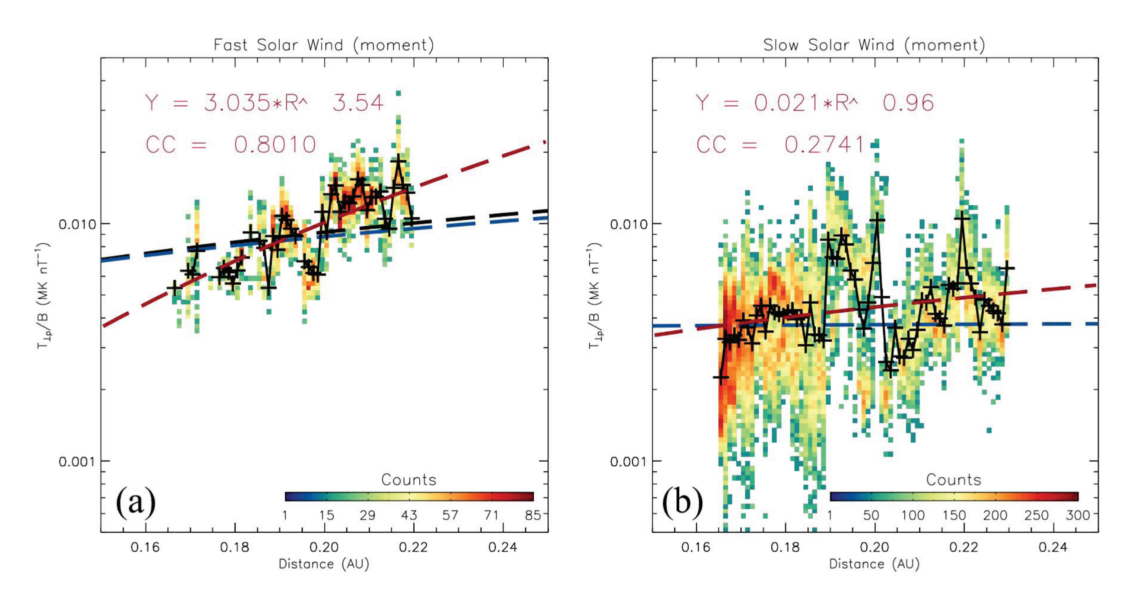


图 2 PSP飞船观测的质子磁矩随日心距的变化情况. 图中红色虚线表示数据拟合曲线, 红色文字给出了曲线拟合参数, Y表示磁矩, R表示日心距, CC表示关联系数. 图片来自文献[15].

Fig. 2 Proton magnetic moment against the heliocentric distance from PSP observations. In the figure the red dashed line is the fitting result of the data, and the red text is the fitting parameters, where Y is magnetic moment, R is the heliocentric distance, CC is the correlation coefficient. This figure is from Ref. [15].

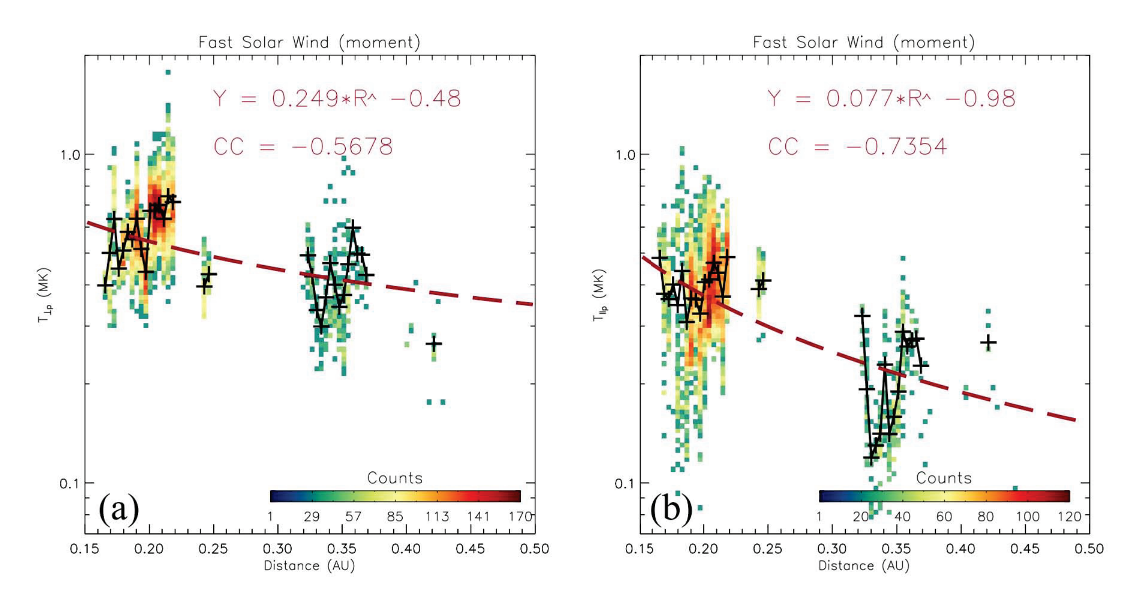


图 3 PSP飞船观测的质子垂直温度(左图)和平行温度(右图)随日心距的变化情况. 图中红色虚线表示数据拟合曲线, 红色文字给出了曲线拟合参数, Y在左图中表示质子垂直温度($T_{\perp p}$), 在右图中表示质子平行温度($T_{\parallel p}$). 图片来自文献[15].

Fig. 3 Proton perpendicular temperature (left panel) and parallel temperature (right panel) against the heliocentric distance from PSP observations. In the figure the red dashed line is the fitting result of the data, and the red text is the fitting parameters, where Y is the proton perpendicular temperature ($T_{\perp p}$; left panel) or parallel temperature ($T_{\parallel p}$; right panel). This figure is from Ref. [15].

α粒子是太阳风中除质子外占比最多的离子(在快风中其密度约为质子密度的5%), 近年的研究表明α粒子有着和质子类似的垂直加热(平行冷却)现象. 图4展示了Stansby等[18]获得的α粒子温度径向轮廓. 可以发现, α粒子温度径向轮廓和质子温度径向轮廓相似, 二者均表现出比绝热膨胀理论明显平坦的温度轮廓. 值得注意的是, α粒子的温度大约是质子温度的4倍, 其比例和二者的质量比相当. 对于太阳风中其他离子, 其与质子的温度比和质量比相当的现象非常普遍, 这曾被理解为重离子在加热方面具有优先级[17].

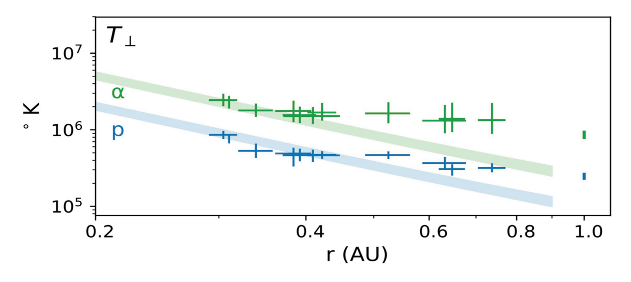


图 4 Helios飞船观测的α粒子(绿色)和质子(蓝色)垂直温度($T_\perp$)随日心距的变化情况. 十字号对应快太阳风流中的观测数据, 彩色阴影为绝热理论预言的垂直温度. 图片来自文献[17].

Fig. 4 α particle (green) and proton (blue) perpendicular temperatures ($T_\perp$) against the heliocentric distance from Helios observations. In the figure each cross is the measurement in a fast speed stream. The color shaded areas are an adiabatic prediction. This figure is from Ref. [17].

1.2 太阳风加热的主要科学问题

要全面认识太阳风加热现象, 需要回答如下3个方面的问题: (1)加热太阳风的能量来自哪里; (2)能量通过何种过程传输或存储; (3)能量通过何种机制转换成粒子热能(微观加热机制). 现有文献中存在各种各样的太阳风加热模型, 但尚未发现一个普遍认可的模型能够清楚地回答上面3个问题.

对于20 AU以外的太阳风加热, 新生星际离子扮演着重要角色[19]. 而对于20 AU以内的太阳风加热, 主要的模型或许可以分为3类, 分别涉及离子回旋波[2]、结构、湍流. 其中, 人们对离子回旋波的认识最为深刻. 离子回旋波在太阳风中广泛存在[20]并可以通过与离子发生回旋共振进行加热[21]. 该模型最突出的一个问题在于离子回旋波的来源问题, 即人们尚不清楚在何处通过何种过程产生足够的离子回旋波. 太阳低层大气小尺度重联[22]、高频阿尔文波的行星际扫频(sweeping)过程[23]、太阳风湍流平行串级过程[24]、太阳风离子微观不稳定性[25–31]等均被提出是离子回旋波的来源, 但是这些过程是否能够产生足够的波以满足观测上太阳风加热所需的能量受到学者质疑. 值得注意的是, 近年PSP在内日球层观测到的大量离子回旋波[32]和理论上揭示的“螺度壁垒” (helicity barrier)效应[33]为离子回旋波的来源问题提供了新的线索. 与波加热模型相比, 人们对结构加热的研究较少. 学者虽然发现一些结构伴有加热现象[34–36], 但是对结构加热微观物理机制的认识非常有限[37].

湍流加热模型受到了学者们的极大关注[38–39]. 磁场重联[40]、阿尔文波外传演化[41]、快慢太阳风相互作用[42]等均可以驱动湍流. 太阳风普遍处于湍动状态, 其储备的湍动能量足以加热太阳风[43]. 然而, 太阳风湍流自身如何演化, 其湍动能量如何跨尺度输运等仍是未研究清楚的重要课题[44]. 对于湍流加热, 人们尚不清楚湍动能量转换成粒子热能的微观机制是什么[45]. 人们虽然开发了各种基于流体理论的湍流输运和加热模型, 提出了诸如朗道共振、回旋共振、随机加热等多种导致湍流耗散和加热的物理机制, 然而对于在实际过程中发生哪种机制并起主导作用这一必须回答的问题并没有一致的答案. 值得注意的是, 地球磁鞘也是一个研究湍流的天然实验室. 基于高质量的等离子体和电磁场数据, 我国学者近年来在关于磁鞘湍流的研究中取得了许多重要的研究成果, 这些成果对深入认识太阳风湍流有着重要的科学意义. 关于磁鞘湍流(以及波动和结构)的研究细节, 读者可以参考近期的综述论文[46].

尽管人们对湍流的认识还很不成熟, 然而人们普遍认为太阳风离子动力学尺度湍流与太阳风加热有着最直接的联系. 本文接下来将聚焦于太阳风离子尺度湍流, 从湍动现象与本质、加热物理框架

[2]这里泛指离子尺度的电磁回旋波, 包括左旋偏振波和右旋偏振波.

与观测证据、加热微观物理机制方面介绍离子动力学尺度湍流加热太阳风的研究进展.

2 太阳风离子尺度湍流及其物理本质

1968年, Coleman等[43]发现太阳风磁场功率谱密度在从太阳旋转频率至10^{-1} Hz非常宽的频率范围内分布, 结合湍流理论给出了太阳风处在湍动状态的观测证据. 目前人们已经认识到太阳风磁场功率谱密度横跨10^{-6}–10^{2} Hz极宽的频率范围, 这一频率范围覆盖了含能尺度、惯性尺度、离子尺度、亚离子尺度、电子尺度[3]. 不同尺度的功率谱密度有着不同的谱指数. 其中, 惯性尺度大致对应于10^{-4}–10^{-1} Hz的频率范围, 相应的功率谱谱指数通常在−5/3左右. 离子尺度是指和离子回旋半径或惯性长度相当的尺度, 在这个尺度范围内功率谱经常伴有陡化行为, 相应的谱指数可以在−2至−5甚至更大的范围内变化. 亚离子尺度是介于离子和电子尺度之间的尺度, 在该尺度范围内功率谱相对平坦, 相应的谱指数在−2.8左右. 图5展示了PSP观测的内日球层太阳风磁场功率谱密度事例, 在该事例中功率谱可分为3段, 其中最陡的一段发生在离子尺度, 对应的谱指数为−3.63[47].

揭示太阳风离子尺度湍流的湍动本质对理解湍动加热至关重要. 虽然有学者提出动力学快慢磁声波是离子尺度湍流的湍动本质, 然而大量的观测和模型结果显示, 离子尺度湍流的主要成分是动力学阿尔文波[48–50]. 在临界平衡理论框架下, 惯性尺度的近似平行传播的阿尔文波扰动在离子尺度经历各向异性串级, 并优先成为准垂直传播的动力学阿尔文波扰动. 离子尺度湍流的一个次要成分是准平行传播的离子回旋波. He等[51]基于Wind卫星观测, 发现离子尺度湍流具有二元分布特征, 指出离子尺度湍流是由准平行传播的离子回旋波和准垂直传播的动力学阿尔文波组成. 在近年, Huang等[32]分析了PSP卫星数据, 得出在内日球层离子回旋波和动力学阿尔文波共存的结论.

[3] 在Taylor假设概念下, 扰动频率反映着扰动尺度.

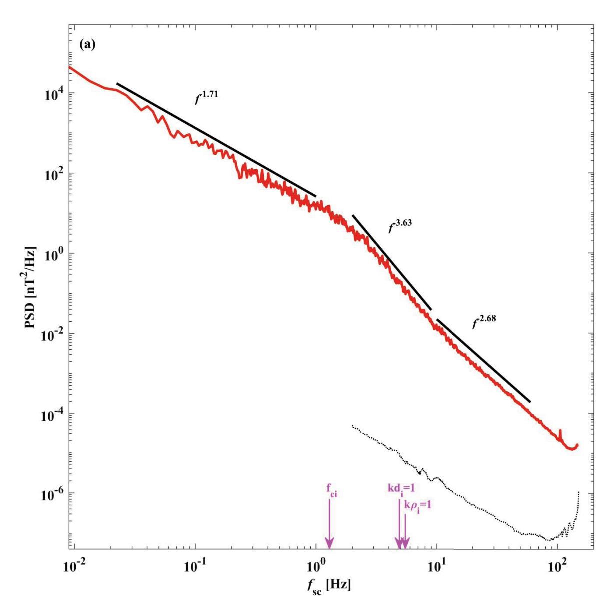


图 5 PSP飞船观测的磁场功率谱密度(Power Spectral Density, PSD). 图中f_{sc}表示和卫星观测时间序列相对应的观测频率, f_{ci}为质子回旋频率, k为波数, ρ_i和d_i分别为质子回旋半径和质子惯性长度. 图片来自文献[47].

Fig. 5 PSD of the magnetic field from PSP observations. In the figure f_{sc} is the frequency associated with the spacecraft time series, f_{ci} is the proton cyclotron frequency, k is the wavenumber, ρ_i and d_i are the proton gyroradius and inertial length, respectively. This figure is from Ref. [47].

扰动磁螺度是衡量扰动手征性的重要物理量, 常常被用来识别太阳风中的(椭)圆偏振波[52–53]. 严格的磁螺度依赖于3维空间测量, 然而现有的行星际卫星均是单颗卫星独立测量, 其测量仅限于卫星穿越太阳风的一维路径, 所测得的磁螺度便成了一个退化的磁螺度. 即便如此, 磁螺度分析仍然给人们提供了重要信息. 基于Wind卫星累计15 yr的卫星数据, Zhao等[54]发现在离子尺度湍流中, 普遍存在着具有中等幅度、对应右旋偏振的磁螺度信号, 这支持离子尺度湍流的主要成分是动力学阿尔文波的观点. 图6展示了Wind卫星观测的一个事例, 其中图6 (a)和(b)分别展示了频率空间的功率谱密度和磁螺度, 图6 (c)和(d)分别展示了在波数空间局地平均的磁螺度和局地谱指数. 图中磁螺度为归一化磁螺度, 取值在−1和1之间, 其中负值表示左旋偏振扰动, 正值表示右旋

偏振扰动. 该事例显示, 在离子尺度上, 即质子回旋半径归一化波数$k\rho_p$在0.6附近(ρ_p为质子回旋半径), 其磁螺度和谱指数均达到了峰值, 这意味着在此尺度的功率谱最陡(谱指数约为−3.8), 磁扰动伴有中等幅度的磁螺度信号(螺度值约为0.3, 对应右旋偏振). 图7展示了各种尺度的磁螺度统计分布图, 横轴为磁螺度, 纵轴为反映尺度的归一化波数, 从左至右3 栏分别对应不同的等离子体β值范围. 图7清晰地揭示了在波数区间$0.3 \lesssim k\rho_p \lesssim 1.0$的离子尺度区域, 磁螺度值明显变大, 并且主要为正值, 反映出在此尺度区域存在大量的右旋偏振波, 该波被理解为动力学阿尔文波[54].

Zhao等[54]同时揭示了磁螺度对离子尺度功率谱和质子温度有约束作用, 即磁螺度的绝对值越大, 离子尺度功率谱越陡, 质子温度也越高. 图8展示了磁螺度与谱指数的分布图, 图中横轴为磁螺度, 纵轴为谱指数. 容易看出磁螺度的绝对值增大时, 谱指数有明显降低的趋势. 而且, 这一趋势对于低β的情况更加明显(见中间栏). 图9展示了质子温度随磁螺度的变化情况, 图中实线表示质子垂直温度, 虚线表示质子平行温度. 可以看出, 随着磁螺度绝对值增大, 质子具有更高的温度. 值得注意的是, 在低β情况下, 质子垂直温度随磁螺度明显增高, 而平行温度几乎不变. 这似乎预示着对于低β的太阳风, 动力学阿尔文波优先在垂直方向上加热质子.

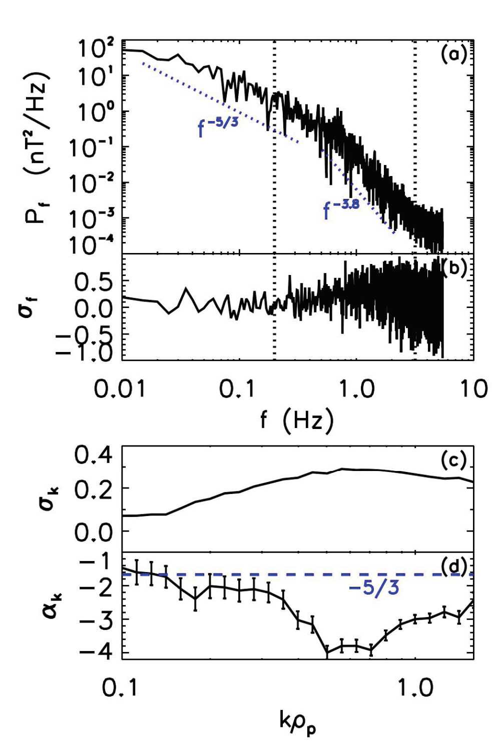


图 6　Wind卫星观测的一个事例. 上面两栏分别展示了频率空间的功率谱密度(a)和磁螺度(b), 下面两栏分别展示了在波数空间局地平均的磁螺度(c)和局地谱指数(d). 图片来自文献[54].

Fig. 6　An example event of Wind observation. Panel (a) power spectral density in frequency domain, panel (b) magnetic helicity in frequency domain, panel (c) magnetic helicity in wavenumber domain, panel (d) local spectral index in wavenumber domain. This figure is from Ref. [54].

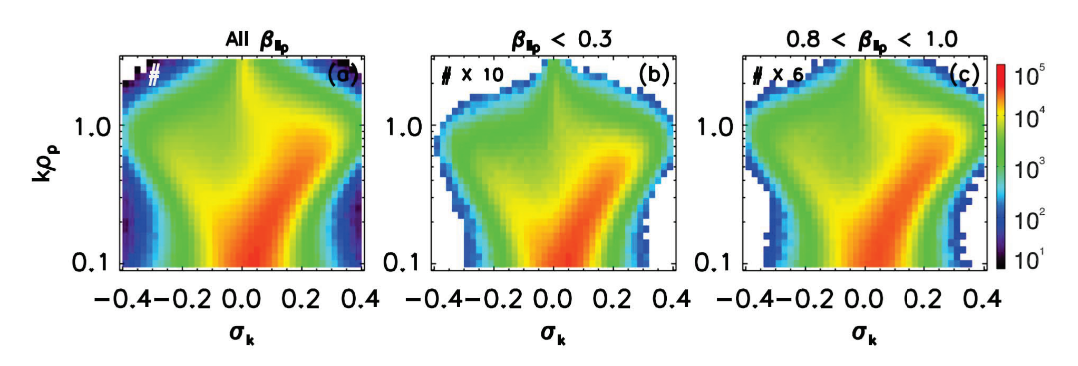


图 7　磁螺度的统计分布. 横轴为磁螺度, 纵轴为归一化波数. 不同栏对应不同的$\beta_{\parallel p}$ (质子平行温度对应的β)范围. 图片来自文献[54].

Fig. 7　Distribution of magnetic helicity. The horizontal axis is for the helicity and the vertical axis is for the normalized wavenumber. Each panel is for a specific range of $\beta_{\parallel p}$ (β associated with proton parallel temperature). This figure is from Ref. [54].

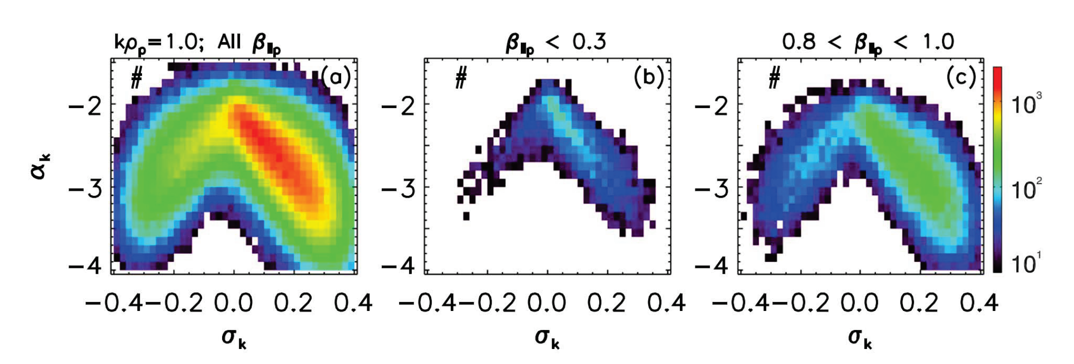


图 8 磁螺度和谱指数分布. 横轴为磁螺度, 纵轴为谱指数. 不同栏对应不同的$\beta_{\parallel p}$ (质子平行温度对应的β)范围. 图片来自文献[54].

Fig. 8 Distributions of magnetic helicity and spectral index. The horizontal axis is for the helicity and the vertical axis is for the spectral index. Each panel is for a specific range of $\beta_{\parallel p}$ (β associated with proton parallel temperature). This figure is from Ref. [54].

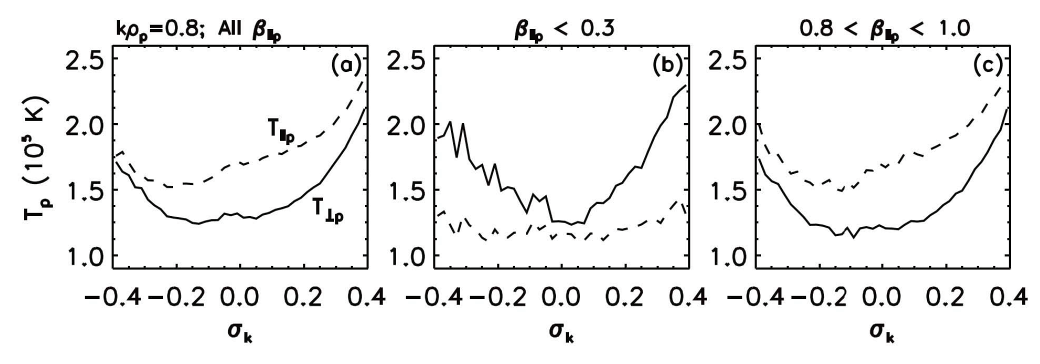


图 9 质子温度随磁螺度的变化情况. 图中实线表示质子垂直温度($T_{\perp p}$), 虚线表示质子平行温度($T_{\parallel p}$). 不同栏对应不同的$\beta_{\parallel p}$ (质子平行温度对应的β)范围. 图片来自文献[54].

Fig. 9 Proton temperatures against the helicity. The solid lines are for the perpendicular temperature and the dashed lines are for the parallel temperature. Each panel is for a specific range of $\beta_{\parallel p}$ (β associated with proton parallel temperature). This figure is from Ref. [54].

3 离子尺度湍流在太阳风加热现象中的作用

3.1 加热的物理框架与观测证据

有证据显示, 太阳风湍流加热遵循着如下物理框架[55]. 诸如磁场重联、大振幅阿尔文波扰动、快慢太阳风相互作用等过程首先驱动含能区的大尺度扰动(或波), 大尺度扰动经串级相互作用生成惯性尺度的扰动并将含能区的能量提供给惯性区, 惯性区扰动继续经串级相互作用生成更小尺度的扰动并向更小尺度传递能量, 如此持续进行直至形成其尺度和离子尺度相当的扰动. 此尺度的扰动具有动力学阿尔文波特征, 一部分扰动经过类似于动力学阿尔文波耗散的过程加热离子. 在离子尺度未能耗散的扰动将继续串级至电子尺度耗散并加热电子. 对于具体的物理模型, 读者可以参考文献[12, 56–58]. 本文着重讨论离子尺度的湍流及其对离子的加热.

诸多证据支持湍流在加热太阳风. Marino等[59]首先利用Ulysses卫星数据计算了外日球层太阳风惯性尺度湍流的能量串级率和产生太阳风温度梯度所需的加热率并进行对比, 发现湍动串级对太阳风加热有着重要贡献, 其贡献程度在5%–100%之间. 基于Advanced Composition Ex-

plorer (ACE)卫星数据, MacBride等[60]指出惯性尺度湍流串级率和当地太阳风的加热率是一致的. Stawarz等[61]进一步指出在1 AU处惯性尺度湍流串级率有时候大于太阳风离子的加热率, 并认为超出的能量会用于加热电子. 在近年, Wu等[62–63]利用多颗卫星的数据分析了位于0.17–4.8 AU的太阳风湍流, 发现湍流低频拐点扫频过程, 即功率谱在含能尺度和惯性尺度之间的拐点随日心距不断向低频段移动的过程, 所引起的由含能尺度向惯性尺度提供能量的供能率与太阳风的加热率非常吻合, 这从另一角度说明了加热太阳风所需的能量的确可以由湍流提供. 图10展示了湍流供能率与太阳风加热率的对比结果.

上面的证据来源于对惯性尺度和含能尺度湍流的研究, 另一个观测证据则体现在对离子尺度湍流的分析. 基于持续11 yr的Wind卫星数据, Zhao等[55]发现磁场功率谱密度与质子温度之间存在着清晰关联. 该关联明显依赖于湍流尺度和温度类型(平行或垂直), 表现为其关联性对于离子尺度和质子垂直温度最为强烈, 这强烈支持离子尺度湍流在垂直于磁场方向上加热太阳风的推断. 通过对比33个不同的数据集, Zhao等[64]进一步发现最强的关联几乎总是发生在给定的离子尺度, 该尺度对应的波数满足$k\rho_p \simeq 0.5$. 通过对比0.2 AU和1 AU附近的湍流数据, 结果显示在0.2 AU附近的关联更加清晰, 其最大关联系数超过0.8[64]. 图11展示了PSP卫星观测的0.2 AU附近的功率谱密度与质子温度之间的关联, 其中左图对应的波数为$k\rho_p = 0.56$, 右图对应的波数为$k\rho_p = 1$. 图12展示了其关联系数随波数的变化情况, 可以看出关联系数的峰值出现在$k\rho_p \simeq 0.5$处, 峰值大小超过0.8.

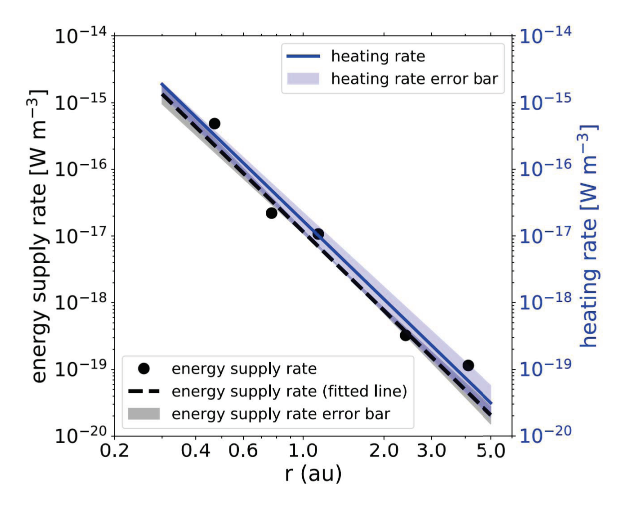


图 10 湍流供能率(黑色)和太阳风加热率(蓝色)随日心距的变化情况. 图片来自文献[63].

Fig. 10 Energy supply rate (black) and heating rate (blue) against the heliocentric distance. This figure is from Ref. [63].

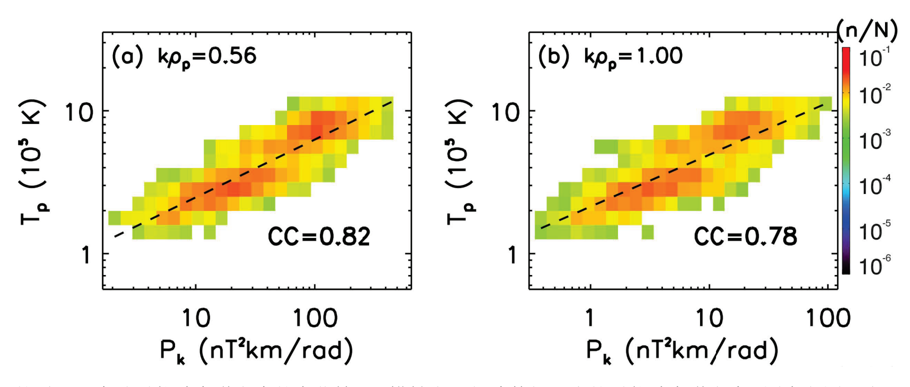


图 11 PSP卫星观测的质子温度随磁能功率谱密度的变化情况. 横轴表示与波数相对应的磁能功率谱密度, 图中左图对应于波数$k\rho_p = 0.56$, 右图对应于波数$k\rho_p = 1$. 字母n和N分别表示图中单个统计单元对应的样本数和整幅图所使用的总样本数. 图片来自文献[64].

Fig. 11 Proton temperature against power spectral density of magnetic field from PSP observations. The spectral density here is described against wavenumber instead of frequency. Left panel is for wavenumber $k\rho_p = 0.56$ and right panel is for $k\rho_p = 1$. n and N represent the number of data points in each pixel and the total number in each panel, respectively. This figure is from Ref. [64].

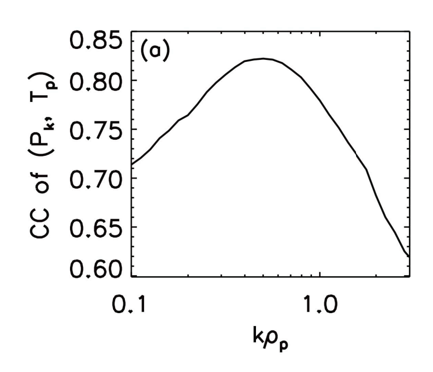


图 12 谱密度与温度的关联系数随波数的变化情况. 图片来自文献[64].

Fig. 12 Correlation coefficient against the wavenumber. This figure is from Ref. [64].

3.2 加热的微观物理机制

揭示湍流加热太阳风的微观物理机制是回答太阳风加热问题的重要环节, 潜在的机制包括朗道共振、回旋共振、随机加热等[65]. 理论上, 只有在离子已经具有比较高温度的情况下(要求离子热速度接近或超过当地的阿尔文速度), 离子才能够与动力学阿尔文波发生朗道共振. 而且, 离子朗道共振过程会优先在平行于磁场方向上加热离子(平行加热), 这与飞船频繁观测的离子垂直加热不相符, 因此, 本文将不讨论朗道共振机制, 仅讨论回旋共振加热和随机加热两种垂直加热机制.

3.2.1 回旋共振加热

回旋共振加热源自阿尔文回旋扰动的回旋阻尼. 基于该机制, 太阳风中的部分扰动能可以转移给粒子, 从而使粒子受到加热. 理论上, 回旋共振机制对于平行传播的离子回旋波非常有效[21]. 在观测方面, 诸多研究的确支持这一机制. 首先, 离子回旋波活动在太阳风中广泛存在[20, 32]. 其次, 太阳风功率谱的拐点位置与理论预言的回旋共振位置非常吻合[66–67]. 再次, 卫星直接测量的离子动力学特性与离子回旋波回旋共振理论预期一致[65, 68]. 图13展示了离子温度测量结果, 被认为是回旋共振机制的清晰观测证据. 最近, Bowen等[69]结合PSP卫星观测数据和回旋共振准线性理论得到了内日球层质子回旋共振加热率(10^{-14} W/m^3), 进而提供了关于回旋共振加热新的重要观测证据.

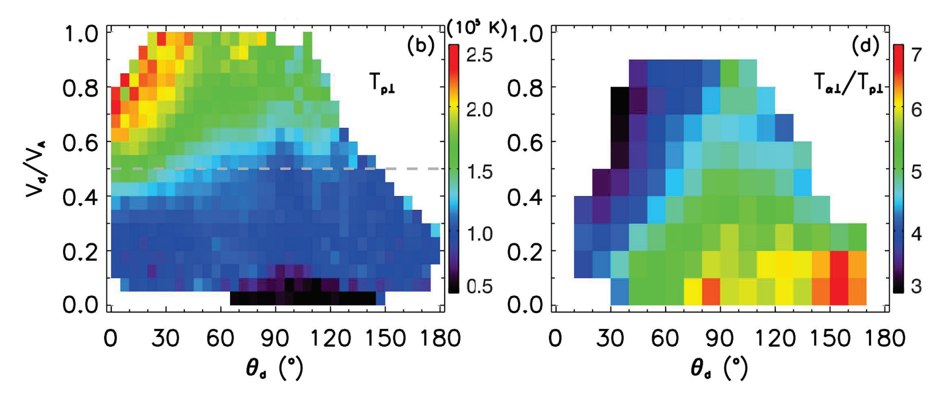


图 13 α粒子流二维空间中质子(左图)和α粒子(右图)垂直温度分布图. 图中横轴表示α粒子流与太阳径向的夹角, 纵轴表示α 粒子流用阿尔文速度归一化的流速. 其中$V_{\rm d}$和$V_{\rm A}$分别表示α粒子流速和阿尔文速度, $T_{p\perp}$和$T_{\alpha\perp}$分别表示质子和α粒子的垂直温度. 图片来自文献[65].

Fig. 13 Distributions of proton (left panel) and α particle (right panel) perpendicular temperatures. In the figure the horizontal and vertical axis are for the radial angle and normalized magnitude of α-proton differential flow vector, where $V_{\rm d}$ and $V_{\rm A}$ are the magnitude of α-proton differential flow and the local Alfvén speed, $T_{p\perp}$ and $T_{\alpha\perp}$ here are the perpendicular temperatures of protons and α particles. This figure is from Ref. [65].

需要指出的是, 依据本文第2部分所介绍的研究结果, 离子尺度太阳风湍流的主要成分是沿着准垂直于磁场方向传播的动力学阿尔文波, 而不是近似平行传播的离子回旋波. 和离子回旋波相比, 动力学阿尔文波的回旋阻尼效率明显降低, 这使得回旋共振机制在太阳风加热中受到了质疑. 即便如

此, 基于观测和理论的对比分析, Zhao等[70]发现当动力学阿尔文波的传播角度在70°附近时, 理论预言的阿尔文波阻尼波数和观测上太阳风功率谱变陡的波数吻合, 这意味着动力学阿尔文波的回旋共振加热是一个潜在的太阳风加热机制, 而且它可以高效地发生在低β的太阳风中. 图14展示了两种波数吻合的情形.

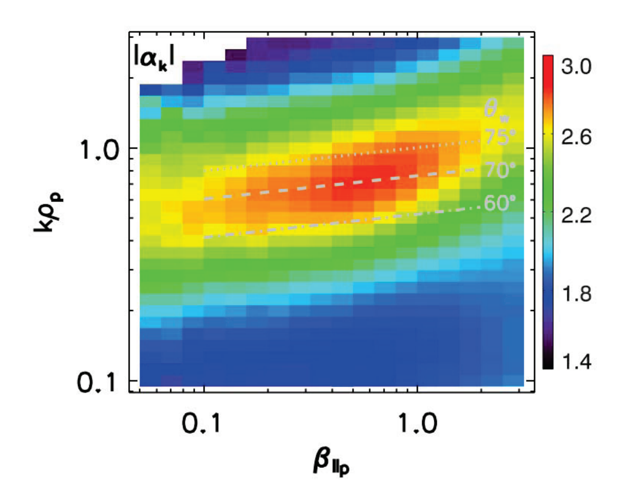


图 14　理论预言的动力学阿尔文波回旋阻尼波数(灰色线)和观测的太阳风功率谱波数对比图. 图中横轴代表$\beta_{\parallel p}$, 即由质子平行温度计算得到的β值, 纵轴表示测量波数. 彩色表示功率谱谱指数α_k的绝对值, 颜色越红表示功率谱越陡. 3条灰色线对应不同的动力学阿尔文波传播角, 从下往上依次对应60°、70°、75°. 图片来自文献[70].

Fig. 14　The comparison between the theory prediction of wavenumber for the cyclotron damping of kinetic Alfvén waves (gray lines) and the observed wavenumber of the solar wind power spectral density. In the figure the horizontal axis is for $\beta_{\parallel p}$ (β associated with proton parallel temperature) and the vertical axis is for the observed wavenumber. The color represents absolute values of the spectral index (α_k) of power spectral density, where the redder color implies the steeper power spectral density. The three gray lines are for different propagation angles of kinetic Alfvén waves. They correspond to 60°, 70°, 75° for the low, middle, and top lines, respectively. This figure is from Ref. [70].

3.2.2　随机加热

随机加热是一个非线性加热机制, 当上述共振机制未能有效发生时, 该机制有望成为加热太阳风的主导机制[71–72]. 理论和粒子模拟表明, 当离子尺度的阿尔文扰动振幅达到某一阈值时, 离子磁矩不变量将被破坏. 在此情况下, 离子运动轨道将变得混乱并与静电场和电磁场随机发生相互作用, 其结果是在垂直于磁场方向上向高能量区扩散, 即表现为垂直加热. Chandran等[71]首次推导出随机加热的加热率解析表达式, Bourouaine等[73]基于解析表达式和卫星数据首次测试了随机加热机制, Martinović等[74–75]研究了随机加热率随径向距离的演化情况, 并给出了近日太阳风中随机加热的离子分布观测证据. 上述研究结果说明了随机加热很可能在太阳风加热中扮演着重要作用. 此外, Zhao等[70]研究了1 AU附近的动力学阿尔文波扰动对太阳风的随机加热过程, 发现其随机加热率对等离子体β值有明显的依赖性. 对于具有中等高β的太阳风, 理论上能够提供的随机加热率和太阳风加热所需要的加热率相当甚至更高, 说明在此情况下随机加热是个潜在可行的加热机制. 然而, 对于低β的太阳风, 理论上能够提供的加热率要比太阳风所需的加热率低得多, 这意味着在低β情况下, 随机加热过程显得不足以加热太阳风[70].

4　总结与展望

本文简要回顾了人类对太阳风加热问题的研究历史及其科学问题, 着重介绍了近年来我国学者在太阳风离子尺度湍流与太阳风加热方面取得的研究进展. 虽然人类对该问题的研究经历了50多年的研究历史, 在加热能源和微观加热机制等方面取得了较大进展, 但是诸多问题仍然未解决. 在众多加热太阳风的潜在能源中, 太阳风湍流被认为是加热太阳风的重要能源, 然而太阳风湍流通过何种载体、基于何种微观物理机制加热了太阳风尚不明确. 离子回旋波和动力学阿尔文波是两个提出的主要载体, 但二者均存在着相应的学术问题. 几个相关问题列举如下:

(1)离子回旋波的物理来源是什么? 离子回旋波虽然可以有效加热, 但波的来源不够清楚. 近年的研究显示, 太阳风中离子回旋波通过等离子体动力学不稳定性产生, 但是这一研究结果并不排除离子回旋波有别的来源, 比如来自湍流演化. 值得注意的是, 最新的湍流演化理论和模拟结果揭示了螺度壁垒效应, 该效应指出非平衡湍流在演化过程中会产生离子

回旋波[33, 76]. 最近, Huang等[77]基于内日球层的观测数据发现磁场功率谱密度的谱指数与磁螺度存在着和螺度壁垒效应中类似的联系. Zhao等[78]基于内日球层的观测数据揭示了互螺度分别与磁螺度和磁场功率谱密度存在着正关联关系. 其中, 互螺度与磁螺度的关联关系被认为是湍流演化中螺度守恒的观测证据, 而互螺度与磁场功率谱密度的关联关系则是理解为太阳风湍流中存在螺度壁垒效应的观测信号[78]. 即便如此, 太阳风中离子回旋波是否来自湍流演化仍需要基于局地数据进行阐明;

(2)动力学阿尔文波加热太阳风的物理机制是什么? 动力学阿尔文波是大尺度湍流演化至动力学尺度的自然产物, 容易产生. 然而, 动力学阿尔文波究竟是通过回旋共振还是通过随机过程加热太阳风尚存争议. 对于回旋共振加热而言, 动力学阿尔文波沿着准垂直于磁场方向传播, 其频率远低于质子回旋频率, 这使得其发生回旋共振的效率明显受到抑制[79]. 然而, 也有研究结果显示动力学阿尔文波的回旋共振过程有可能发生[80–82]. 本文图14给出的理论预言的动力学阿尔文波阻尼波数和观测上太阳风功率谱变陡波数相互重叠的统计结果, 支持回旋共振加热机制. 对于随机加热而言, 一些观测结果显示随机加热是一个高效的加热机制[74–75], 而另一些观测结果显示在低β环境下其加热效率不足以加热太阳风[70]. 最新的模拟结果显示, 对于高度非平衡的太阳风湍流, 随机加热过程没有发生[76]. 因此, 如何基于实测数据揭示动力学阿尔文波加热太阳风的物理机制是一个亟需解决的学术问题;

(3)离子回旋波加热与动力学阿尔文波加热的关系是什么? 目前针对离子回旋波和动力学阿尔文波加热太阳风的文献很多[71–72, 83], 然而现存文献似乎均是讨论两种波各自加热太阳风的情况, 对于两种波的加热之间是否存在着某种关系未进行讨论. 人们对太阳风中离子回旋波加热与动力学阿尔文波加热的相对重要性, 对两种波主导加热的太阳风条件并不清楚. 在这个意义上, 关于二者加热的关系也将是一个值得开展的研究课题.

致谢 感谢美国宇航局Wind和PSP卫星团队提供的高质量数据.

参 考 文 献

[1] Verscharen D, Klein K G, Maruca B A. LRSP, 2019, 16: 5
[2] Parker E N. ApJ, 1958, 128: 664
[3] Cranmer S R, Gibson S E, Riley P. SSRv, 2017, 212: 1345
[4] Viall N M, Borovsky J E. JGRA, 2020, 125: e2018JA026005
[5] Cranmer S R, Winebarger A R. ARA&A, 2019, 57: 157
[6] Sturrock P A, Hartle R E. PhRvL, 1966, 16: 628
[7] Bame S J, Asbridge J R, Feldman W C, et al. GeoRL, 1975, 2: 373
[8] Marsch E, Mühlhäuser K H, Schwenn R, et al. JGRA, 1982, 87: 52
[9] Schwartz S J, Marsch E. JGRA, 1983, 88: 9919
[10] Gazis P R, Lazarus A J. GeoRL, 1982, 9: 431
[11] Richardson J D, Paularena K I, Lazarus A J, et al. GeoRL, 1995, 22: 325
[12] Matthaeus W H, Zank G P, Smith C W, et al. PhRvL, 1999, 82: 3444
[13] Freeman J W. GeoRL, 1988, 15: 88
[14] Hellinger P, Trávníček P M, Štverák Š, et al. JGRA, 2013, 118: 1351
[15] Huang J, Kasper J C, Vech D, et al. ApJS, 2020, 246: 70
[16] Hellinger P, Matteini L, Štverák Š, et al. JGRA, 2011, 116: A09105
[17] Tracy P J, Kasper J C, Raines J M, et al. PhRvL, 2016, 116: 255101
[18] Stansby D, Perrone D, Matteini L, et al. A&A, 2019, 623: L2
[19] Smith C W, Isenberg P A, Matthaeus W H, et al. ApJ, 2006, 638: 508
[20] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. JGRA, 2018, 123: 1715
[21] Hollweg J V, Isenberg P A. JGRA, 2002, 107: 1147
[22] Markovskii S A, Hollweg J V. GeoRL, 2002, 29: 1843
[23] Marsch E, Goertz C K, Richter K. JGRA, 1982, 87: 5030
[24] Yoon P H, Fang T M. PhPl, 2009, 16: 062314
[25] Lu Q M, Xia L D, Wang S. JGRA, 2006, 111: A09101
[26] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. ApJ, 2017, 847: L8
[27] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. ApJ, 2019, 871: 175
[28] Zhao G Q, Li H, Feng H Q, et al. ApJ, 2019, 884: 60
[29] Xiang L, Wu D J, Chen L. ApJ, 2018, 857: 108
[30] Xiang L, Lee K H, Wu D J, et al. ApJ, 2021, 916: 30
[31] Liu W, Zhao J S, Xie H S, et al. ApJ, 2021, 920: 158

[32] Huang S Y, Zhang J, Sahraoui F, et al. ApJ, 2020, 897: L3
[33] Meyrand R, Squire J, Schekochihin A A, et al. JPlPh, 2021, 87: 535870301
[34] Osman K T, Matthaeus W H, Wan M, et al. PhRvL, 2012, 108: 261102
[35] Wang T Y, Alexandrova O, Perrone D, et al. ApJ, 2019, 871: L22
[36] Sioulas N, Velli M, Chhiber R, et al. ApJ, 2022, 927: 140
[37] Papini E, Cicone A, Franci L, et al. ApJ, 2021, 917: L12
[38] Tu C Y, Marsch E. SSRv, 1995, 73: 1
[39] Bruno R, Carbone V. LRSP, 2013, 10: 2
[40] Parker E N. ApJ, 1972, 174: 499
[41] Matthaeus W H, Zank G P, Oughton S, et al. ApJ, 1999, 523: L93
[42] Bavassano B, Bruno R. JGRA, 1989, 94: 11977
[43] Coleman P J Jr. ApJ, 1968, 153: 371
[44] Sahraoui F, Hadid L, Huang S Y. RvMPP, 2020, 4: 4
[45] Parashar T N, Salem C, Wicks R T, et al. JPlPh, 2015, 81: 905810513
[46] 黄狮勇. 地球与行星物理论评, 2022, 53: 517
[47] Huang S Y, Sahraoui F, Andrés N, et al. ApJ, 2021, 909: L7
[48] He J S, Tu C Y, Marsch E, et al. ApJ, 2012, 745: L8
[49] He J S, Tu C Y, Marsch E, et al. ApJ, 2012, 749: 86
[50] Wu D J, Chen L. Kinetic Alfvén Waves in Laboratory, Space, and Astrophysical Plasmas. Singapore: Springer, 2020
[51] He J S, Marsch E, Tu C Y, et al. ApJ, 2011, 731: 85
[52] Matthaeus W H, Goldstein M L, Smith C. PhRvL, 1982, 48: 1256
[53] Zhao G Q, Chu Y H, Lin P H, et al. JGRA, 2017, 122: 4879
[54] Zhao G Q, Lin Y, Wang X Y, et al. ApJ, 2021, 906: 123
[55] Zhao G Q, Lin Y, Wang X Y, et al. GeoRL, 2020, 47: e2020GL089720
[56] Tu C Y. JGRA, 1988, 93: 7
[57] Usmanov A V, Matthaeus W H, Breech B A, et al. ApJ, 2011, 727: 84
[58] Adhikari L, Zank G P, Zhao L L. ApJ, 2020, 901: 102
[59] Marino R, Sorriso-Valvo L, Carbone V, et al. ApJ, 2008, 677: L71
[60] MacBride B T, Smith C W, Forman M A. ApJ, 2008, 679: 1644
[61] Stawarz J E, Smith C W, Vasquez B J, et al. ApJ, 2009, 697: 1119
[62] Wu H H, Tu C Y, Wang X, et al. ApJ, 2020, 904: L8
[63] Wu H H, Tu C Y, Wang X, et al. ApJ, 2021, 912: 84
[64] Zhao G Q, Lin Y, Wang X Y, et al. ApJ, 2022, 924: 92
[65] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. ApJ, 2020, 889: L14
[66] Wang X, Tu C Y, He J S, et al. ApJ, 2018, 857: 136
[67] Duan D, Bowen T A, Chen C H K, et al. ApJS, 2020, 246: 55
[68] He J S, Wang L H, Tu C Y, et al. ApJ, 2015, 800: L31
[69] Bowen T A, Chandran B D G, Squire J, et al. PhRvL, 2022, 129: 165101
[70] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. RAA, 2022, 22: 015009
[71] Chandran B D G, Li B, Rogers B N, et al. ApJ, 2010, 720: 503
[72] Hoppock I W, Chandran B D G, Klein K G, et al. JPlPh, 2018, 84: 905840615
[73] Bourouaine S, Chandran B D G. ApJ, 2013, 774: 96
[74] Martinović M M, Klein K G, Bourouaine S. ApJ, 2019, 879: 43
[75] Martinović M M, Klein K G, Kasper J C, et al. ApJS, 2020, 246: 30
[76] Squire J, Meyrand R, Kunz M W, et al. NatAs, 2022, 6: 715
[77] Huang S Y, Xu S B, Zhang J, et al. ApJ, 2022, 929: L6
[78] Zhao G Q, Meyrand R, Feng H Q, et al. ApJ, 2022, 938: 124
[79] Sahraoui F, Goldstein M L, Belmont G, et al. PhRvL, 2010, 105: 131101
[80] Gary S P, Borovsky J E. JGRA, 2004, 109: A06105
[81] Smith C W, Vasquez B J, Hollweg J V. ApJ, 2012, 745: 8
[82] Isenberg P A, Vasquez B J. ApJ, 2019, 887: 63
[83] Cranmer S R. ApJS, 2014, 213: 16

Ion-scale Turbulence and Heating Mechanisms of the Solar Wind

ZHAO Guo-qing[1,2] FENG Heng-qiang[1,2] WU De-jin[3]
(1 Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471934)
(2 Henan Key Laboratory of Electromagnetic Transformation and Detection, Luoyang 471934)
(3 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

Abstract The solar wind originates from the solar atmosphere. It undergoes heating when it propagates in the interplanetary space. It is unclear what heats the solar wind, a frontier problem in space physics. The solar wind is commonly in the state of turbulence, and the turbulence energy is believed to be an important source of the solar wind heating. However, two key questions remain, i.e., what is the specific medium heating the solar wind and what is the microscopic mechanism of the heating. This paper reviews the history of the studies on the solar wind heating problem, with the focus on domestic works about solar wind ion-scale turbulence and its heating. This paper also raises several questions to be solved and interesting topics on the solar wind heating in the future.

Key words Sun: corona, Sun: solar wind, plasmas, waves, turbulence